



**KERNFORSCHUNGSANLAGE JÜLICH**  
GESELLSCHAFT MIT BESCHRÄNKTER HAFTUNG  
**Institut für Medizin**

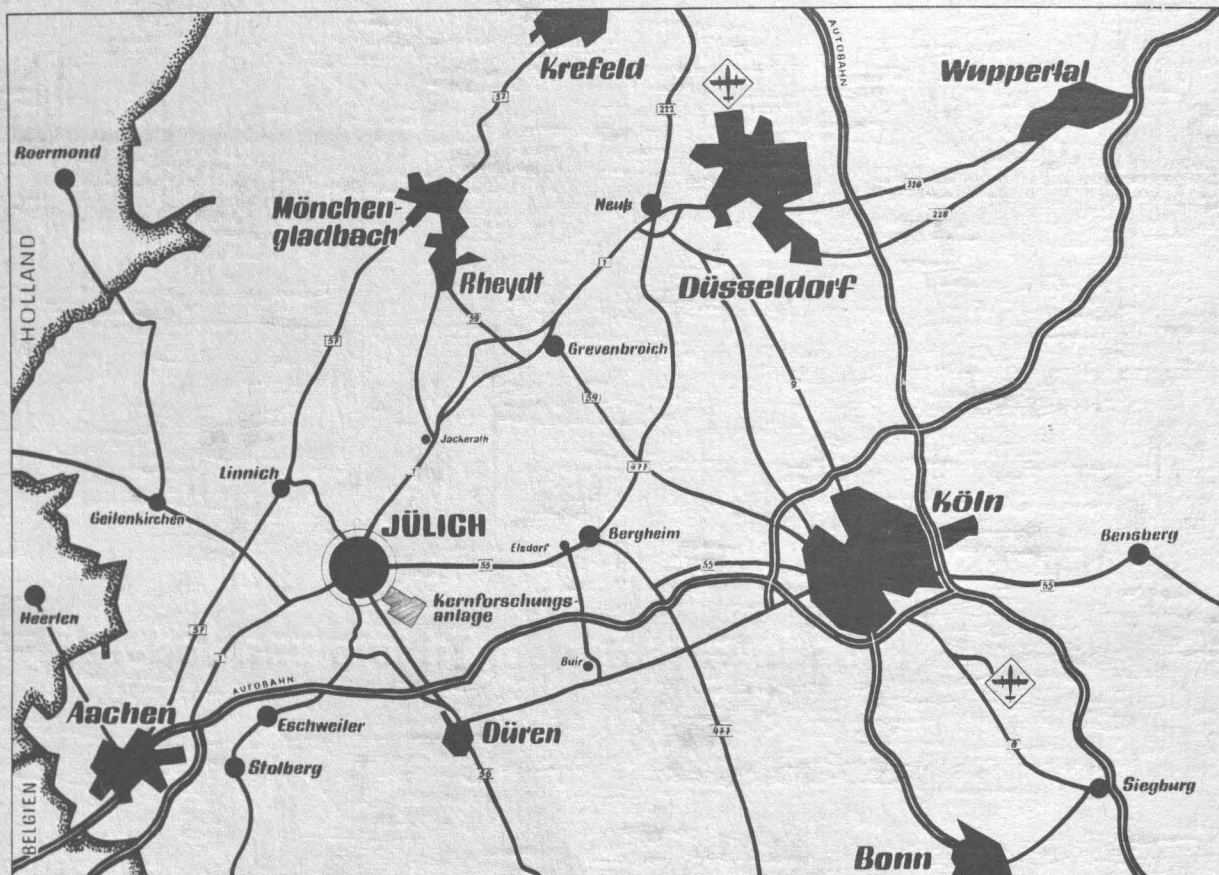
**Dosimetrie**  
**von inkorporiertem Tritium und Jod-125**

von

Harald H. Ertl

**JüI - 688 - ME**  
**August 1970**

Als Manuskript gedruckt



**Berichte der Kernforschungsanlage Jülich - Nr. 688**  
 Institut für Medizin Jül - 688 - ME

Dok.: Tritium - Dosimetry  
 Iodine Isotopes I-125 - Dosimetry  
 Radioisotopes - Incorporation

Im Tausch zu beziehen durch: ZENTRALBIBLIOTHEK der Kernforschungsanlage Jülich GmbH,  
 Jülich, Bundesrepublik Deutschland

# **Dosimetrie**

## **von inkorporiertem Tritium und Jod-125**

von

Harald H. Ertl

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
1. Einleitung.....	1
2. Physik des Jod-125.....	2
a) Beschreibung des radioaktiven Zerfalls.....	2
b) Auger-Effekt und Röntgen-Emission.....	4
c) Strahlung des $^{125}\text{J}$ .....	5
3. Reichweite der Elektronen von $^{125}\text{J}$ und $^3\text{H}$ .....	11
4. Dosisabgabe bei unendlicher homogener Verteilung von $^3\text{H}$ und $^{125}\text{J}$ .....	14
5. Dosis-Verteilung um Punktquellen.....	15
6. Dosis, die aus einem markierten Zellkern entkommt	25
7. Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von kugel- förmigen Strahlenquellen.....	27

## Zusammenfassung

Beim radioaktiven Zerfall der beiden in Medizin und Biologie häufig verwendeten Markierungsisotope Tritium und Jod-125 werden niederenergetische Elektronen emittiert. Die Reichweite dieser Elektronen beträgt in biologischem Gewebe einige wenige Mikron. In der gleichen Größenordnung liegen auch die Abmessungen normaler Zellkerne, die für autoradiographische Aufnahmen und andere Techniken mit diesen Isotopen markiert werden.

Markierte Zellkerne lassen sich als homogen mit Aktivität gefüllte Kugeln beschreiben. Um die Dosis berechnen zu können, die nach Inkorporation einer bestimmten Aktivität im Inneren des Zellkerns absorbiert wird, muß der Anteil der Energie bekannt sein, der aus dem Zellkern entkommt.

Die Dosis-Verteilung in und um räumlich ausgedehnte Strahlenquellen kann nur dann exakt berechnet werden, wenn der Dosis-Verlauf um punktförmige Quellen der gleichen Strahlenart geschlossen integrierbar ist, also die Form einer Exponentialfunktion hat. Bei Elektronenquellen ist dies nicht der Fall, da Elektronen nicht gleichmäßig absorbiert werden und eine endliche Reichweite haben. Es zeigte sich aber, daß die tatsächliche Dosis-Verteilung um eine punktförmige Tritium-Quelle mit exponentiellen Absorptionsfunktionen angenähert werden kann, wenn das kontinuierliche Energiespektrum des Tritiums in 18 Energieintervalle von 1 keV Breite aufgeteilt wird, die dann als monoenergetische Elektronenquellen behandelt werden. Für jede Energie wird ein energieabhängiger "scheinbarer" Absorptionskoeffizient derart ermittelt, daß die gewichtete Addition der einzelnen exponentiellen Absorptionskurven den tatsächlichen Dosis-Abfall um eine Punktquelle näherungsweise beschreibt.

Der Dosis-Verlauf um punktförmige Elektronenquellen, die monoenergetische Elektronen zwischen 5 und 40 keV emittieren, und um punktförmige Tritium- und Jod-125-Quellen wurde ermittelt. Dann wurde der Anteil der Energie berechnet, die aus kugelförmigen Tritium- und Jod-125-Quellen in Abhängigkeit vom Radius entkommt. Schließlich wurde der Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von kugelförmigen Elektronenquellen berechnet.

## 1. Einleitung

Tritium und Jod-125 werden in zunehmendem Maße zur radioaktiven Markierung biologisch wichtiger Moleküle verwendet (1, 2). Mit Hilfe von  $^3\text{H}$ -markiertem Thymidin, dem natürlichen DNS-Vorläufer, kann Tritium in die DNS synthetisierender Zellen eingebaut werden. Ähnlich wird Jod-125, gebunden an den unnatürlichen DNS-Vorläufer 5-Jod-2-Deoxyuridin, in die DNS synthetisierender Zellen inkorporiert (3, 4).

Beide Isotope emittieren Elektronen: Tritium in Form seiner bekannten Beta-Strahlung, Jod-125 in Form mono-energetischer Konversions- und Auger-Elektronen (5, 6). Sie können deshalb gut zur Herstellung von Autoradiografien benutzt werden (7). Jod-125 sendet zusätzlich eine weiche Röntgen- und Gamma-Strahlung aus, so daß mit seiner Hilfe Ganzkörper-Messungen von Tieren, deren DNS markiert worden ist, in vivo möglich sind.

In dieser Arbeit wird die wirksame Dosis untersucht, die bei Markierung der DNS des Zellkerns von beiden Nukliden an den Kern abgegeben wird. Dabei wird der Zellkern näherungsweise als eine homogen mit Aktivität gefüllte Kugel betrachtet. Da allgemein das den Zellkern umgebende Gewebe wesentlich weniger strahlenempfindlich ist als der Kern, so interessiert hier vor allem die im Kern absorbierte Strahlendosis. Sie ist geringer als die insgesamt deponierte Dosis, da die Reichweite der emittierten Elektronenstrahlung und die Abmessungen des Zellkerns in der gleichen Größenordnung liegen.

Tritium zerfällt mit einer Halbwertszeit von 12,346 Jahren und emittiert ein kontinuierliches  $\beta$ -Spektrum mit einer durchschnittlichen Energie von 5,7 keV und einer Maximalenergie von 18,6 keV. Die Angaben über die Strahlung des Jod-125 weichen stark von einander ab (8, 9, 10). Sie wird deshalb zunächst aus dem radioaktiven Zerfall errechnet.



## 2. Physik des Jod-125

### a) Beschreibung des radioaktiven Zerfalls

Der radioaktive Zerfall des Jod-125 erfolgt in zwei Schritten (Abb. 1):

- a) durch Elektron-Einfang mit 80 % K-Einfang und 20 % L-Einfang entsteht nach einer Halbwertszeit von  $60,0 \pm 0,5$  Tagen ein metastabiler Zustand des Tellur-125;
- b) dieser geht nach einer Halbwertszeit von  $1,6 \cdot 10^{-9}$  sec durch Innere Konversion oder Emission von Gammastrahlung in den Grundzustand Te-125 über (10, 11, 12).

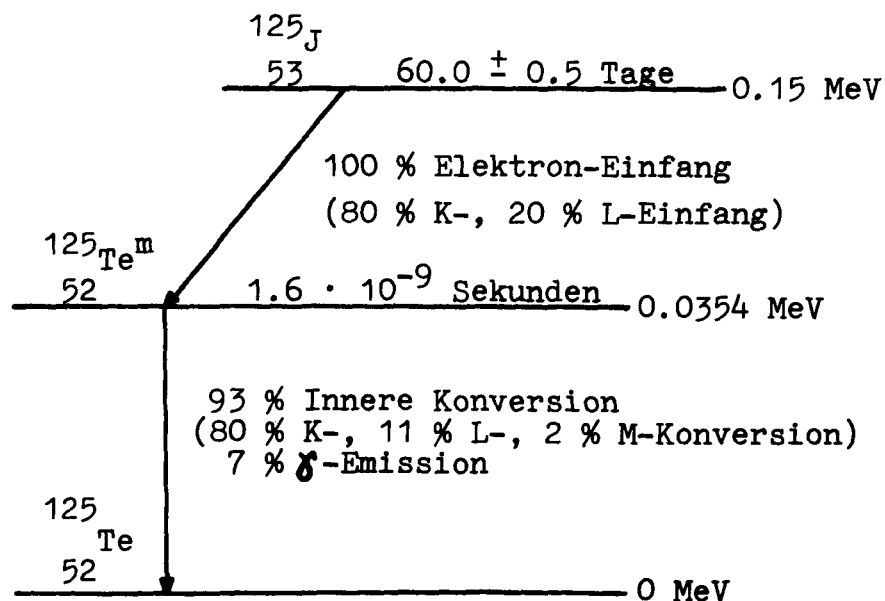


Abb. 1: Zerfallsschema des Jod-125.

Elektron-Einfang ist ähnlich dem Beta-Zerfall ein Neutron-Proton-Übergang. Der Atomkern fängt ein Bahn-Elektron ein; durch die Vereinigung mit einem Proton des Kerns entsteht ein Neutron und ein Neutrino. Das Neutrino wird mit einem diskreten Anteil der Zerfallsenergie emittiert und übt auf den zurückbleibenden Kern einen Rückstoß aus.

Beim Zerfall des  $^{125}_{53}\text{J}$  ins  $^{125}_{52}\text{Te}$  werden insgesamt 150 keV frei. Davon werden 115 keV durch den Elektron-Einfang-Prozeß verbraucht. Rund 20 keV werden als Elektronenstrahlung und rund 42 keV als Röntgen- und Gammastrahlung emittiert. Die restliche Energie von ungefähr 58 keV trägt das Neutrino mit sich. Sein Rückstoß  $E_R$  auf den Te-Kern berechnet sich zu

$$E_R = \frac{q^2}{2 mc^2} = 537 \frac{q^2}{A} = 0,1 \text{ eV (13).}$$

$q$  = Neutrino-Energie in MeV

$A$  = Masse des Atomkerns

Dem metastabilen Zustand  $\text{Te-}^{125\text{m}}$  bleiben 35,4 keV, sein Übergang in den Grundzustand erfolgt zu 7 % durch Emission einer 35,4 keV- $\gamma$ -Strahlung, zu 80 % durch K-Konversion, zu 11 % durch L-, und zu 2 % durch M-Konversion (14).

Durch K-Konversion werden 80 Elektronen pro 100 Kernzerfälle ausgesandt, deren Energie 3,6 keV beträgt. Diese Energie errechnet sich aus der Überschußenergie von 35,4 keV minus der Bindungsenergie der K-Schale von 31,8 keV (Tabelle 1). Analog findet man für die 11 L-Konversions-Elektronen pro 100 Zerfälle eine Energie von 31,0 keV und für die 2 M-Konversions-Elektronen pro 100 Zerfälle schließlich 34,6 keV.

BINDUNGSENERGIE DER ELEKTRONENSCHALEN DES $^{125}_{52}\text{TELLUR}$ (keV)						
K 31.815	$L_1$ 4.939	$L_2$ 4.613	$L_3$ 4.342	$M_1$ 1.006	$M_2$ 0.869	$M_3$ 0.818
$M_4$ 0.583	$M_5$ 0.572	$N_1$ 0.169	$N_2 N_3$ 0.110	$N_4$ 0.042	$N_5$ 0.040	$O_1$ 0.012

Tabelle 1: Bindungsenergie der Elektronen des Tellur nach Lederer (15).



Elektron-Einfang und innere Konversion verursachen eine Mehrfachionisation des entstandenen Tellur-Atoms. Betrachtet man 100 Kern-Transmutationen, so addieren sich 80 Elektronenlücken durch K-Einfang und 80 Lücken durch K-Konversion zu insgesamt 160 Elektronenlücken in der K-Schale. In der L-Schale entstehen 20 Elektronenlücken durch L-Einfang und 11 durch L-Konversion, zusammen also 31 Lücken und in der M-Schale 2 Lücken durch M-Konversion. Insgesamt entstehen so 193 primäre Elektronenlücken pro 100 Kernzerfälle (Tabelle 2).

<u>PRIMÄRE ELEKTRONENLÜCKEN IM JOD-125</u>				
Ort der Entstehung	Art der Entstehung			
	Elektron-Einfang	Innere Konversion	insgesamt	
K-Schale	80	+	80	= 160
L-Schale	20	+	11	= 31
M-Schale	<u>—</u>	+	<u>2</u>	= <u>2</u>
insgesamt	100	+	93	= 193

Tabelle 2: Primäre Elektronenlücken des  $^{125}\text{J}$   
geordnet nach Ort und Art ihrer Entstehung.

b) Auger-Effekt und Röntgen-Emission

Die 193 durch den Jod-Zerfall erzeugten primären Lücken in den innersten Elektronenschalen füllen sich mit Elektronen von äußeren Bahnen. Wird beispielsweise eine Lücke der K-Schale durch ein L-Elektron gefüllt, so bleibt die Energiedifferenz der Ionisierungsenergie beider Schalen als Anregungsenergie übrig. Diese Energie kann entweder als  $K\alpha$ -Röntgenstrahlung abgestrahlt werden oder strahlungslos einem oder mehreren schwächer gebundenen, äußeren Elektron übertragen werden.

Beschreibt man die Wahrscheinlichkeit einer Lücken-auffüllung durch Auger-Effekt mit einem Auger-Koeffizienten  $C_A$  und die des konkurrierenden Vorgangs der Aussendung von Fluoreszenz-Röntgenstrahlung mit  $C_F$ , so gilt dabei  $C_A + C_F = 1$ . Mit diesen Koeffizienten läßt sich das Röntgen- und Elektron-Spektrum des Jod-125 berechnen.

c) Strahlung des  $^{125}\text{J}$

Wapstra (16) gibt die Wahrscheinlichkeit der Auffüllung einer K-Schalen-Lücke des Tellur-125 durch Auger-Effekt als  $C_A = 0,145$  an. Bei der Auffüllung der 160 primären K-Lücken pro 100 Kerntransmutation werden daher  $160 \cdot 0,145 = 23,2$  Auger-Elektronen und 136,8 Röntgenquanten ausgesandt.

Die Energie der emittierten Röntgenstrahlung kann aus den Bindungsenergien der einzelnen Elektronenschalen (Tabelle 2) errechnet werden. Wird eine K-Lücke von einem Elektron der  $L_3$ -Schale aufgefüllt, so wird die Differenz der Bindungsenergien  $K-L_3=27,5$  keV als  $K\alpha_1$ -Röntgenstrahlung ausgesandt. Erfolgt die Auffüllung durch ein  $L_2$ -Elektron, so werden 27,2 keV als  $K\alpha_2$ -Röntgenstrahlung emittiert. Ein  $KL_1$ -Übergang ist nach den Auswahlregeln der Atomphysik nicht möglich. Wird die K-Schalen-Lücke von einem Elektron einer M-Schale aufgefüllt, so werden durch  $KM_3$ -,  $KM_2$ -, und  $KM_4$ -Übergänge 31,0 keV als  $K\beta$ -Röntgenstrahlung emittiert. Schließlich werden nach Auffüllung der K-Lücke durch Elektronen einer N-Schale durch  $KN_3$ - und  $KN_2$ -Übergänge 31,7 keV als  $K\gamma$ -Röntgenstrahlung emittiert. Die Häufigkeitsverteilung der möglichen Röntgen-Übergänge, bezogen auf den intensivsten  $K\alpha_1$ -Übergang, beträgt nach Wapstra (16)  $K\alpha_1:K\alpha_2:K\beta:K\gamma = 100:51:27:6$ . Daraus errechnen sich die Intensitäten der  $^{125}\text{J}$ -Röntgenstrahlung, wie in Tabelle 3 angegeben.

Auch die Energien der 23,2 Auger-Elektronen pro 100 Transmutationen lassen sich aus den Bindungsenergien der Elektronenschalen (Tabelle 2) berechnen. Bei einem KLL-Übergang wird die primäre K-Schalen-Lücke durch ein L-Elektron aufgefüllt und die Überschußenergie einem weiteren L-Elektron übertragen. Dieses wird mit einer kinetischen Energie von 22,7 keV (K-Bindungsenergie minus der doppelten L-Bindungsenergie) emittiert. Bei einem KLM-Übergang wird die Überschußenergie (K-minus L-Bindungsenergie) einem weniger fest gebundenen M-Elektron übertragen, das mit 26,3 keV emittiert wird. Die Wahrscheinlichkeiten der möglichen Auger-Übergänge wurde von Bergström (11) untersucht, der ein Verhältnis KLM:KLL = 0,4 für Tellur angibt. Damit läßt sich die Emission von 17 Elektronen (KLL) mit 22,7 keV und von 7 Elektronen (KLM) mit 26,3 keV pro 100  $^{125}\text{J}$ -Transmutationen errechnen (Tabelle 3).

Durch L-Einfang und L-Konversion entstanden in der L-Schale primär 31 Leerstellen pro 100 Zerfälle. Weitere 112 Lücken werden durch  $K\alpha$ -Röntgen-Übergänge, 33 durch KLL-Auger-Übergänge (zwei pro Übergang) und 7 durch KLM-Auger-Übergänge verursacht. Die Zahl der Elektronenlücken ist dabei stets auf einen ganzzahligen Wert pro 100 Transmutationen gerundet. Nach 100 Zerfällen fehlen so in der L-Schale insgesamt 183 Elektronen. Mit einem Röntgen-Fluoreszenz-Koeffizient für die L-Schale  $c_F = 0,12$  (16) läßt sich die Emission von 22 LM-Röntgenstrahlen von 3,7 keV pro 100 Kernzerfälle errechnen. Die übrigen 161 L-Lücken werden durch LMM- oder LMN-Auger-Übergänge aufgefüllt. Das Intensitätsverhältnis LMM:LMN wurde bisher noch nicht bestimmt; es wird auf LMM:LMN=0,5 geschätzt. Daraus ergibt sich die Emission von 107 LMM-Elektronen mit 3 keV und 54 LMN-Elektronen mit 3,5 keV.

Zu den 2 primären Elektronenlücken in der M-Schale addieren sich weitere 22 durch die 22 LM-Röntgen-Übergänge, 7 entstehen durch die 7 KLM-Auger-Übergänge, 214 durch die 107 LMM-Auger-Übergänge (2 Lücken pro Übergang) und 54 durch die 54 LMN-Auger-Übergänge. Die insgesamt 299 Lücken in der M-Schale werden hauptsächlich durch MNN-Auger-Übergänge aufgefüllt, da Emission von Röntgenstrahlung durch den geringen Energieunterschied der Übergänge wenig wahrscheinlich wird und die Zahl der noch möglichen MNO-Auger-Übergänge durch die Anzahl der O-Elektronen auf 34 begrenzt wird. Insgesamt werden 265 MNN-Elektronen und 34 MNO-Elektronen mit etwa 0,5 keV emittiert. In der N-Schale fehlen schließlich  $2 \times 265 = 530$  Elektronen, in der O-Schale sämtliche 34.

<u>STRAHLUNG DES JOD-125</u>			
<u>Gamma-Strahlung:</u>			
3.7 keV (LM-Röntgen)	22.0		
27.5 keV ( $K\alpha_1$ -Röntgen)	74.3	Gamma	
27.2 keV ( $K\alpha_2$ -Röntgen)	37.9	pro	
31.0 keV ( $K\beta$ -Röntgen)	20.1	100	
31.7 keV ( $K\delta$ -Röntgen)	4.5	Übergänge	
35.4 keV (unkonvertiert)	7.0		
<u>Elektronen-Strahlung:</u>			
3.6 keV (K-Konversion)	80		
31.0 keV (L-Konversion)	11		
34.6 keV (M-Konversion)	2	Elektronen	
22.7 keV (KLL-Auger)	17	pro	
26.3 keV (KLM-Auger)	7	100	
3.0 keV (LMM-Auger)	107	Übergänge	
3.5 keV (LMN-Auger)	54		
0.5 keV (MNN-Auger)	265		
0.5 keV (MNO-Auger)	34		

Tabelle 3: Emittierte Strahlung des  $^{125}\text{J}$ .

Diese Berechnungen ergeben das Elektronen-Spektrum der Abb. 2. Es stimmt gut mit spektroskopischen Messungen von Bowe und Axel (17) überein. Insgesamt emittiert Jod-125 bei 100 Zerfällen 570 Elektronen, im Mittel also rund 6 Elektronen pro Zerfall.

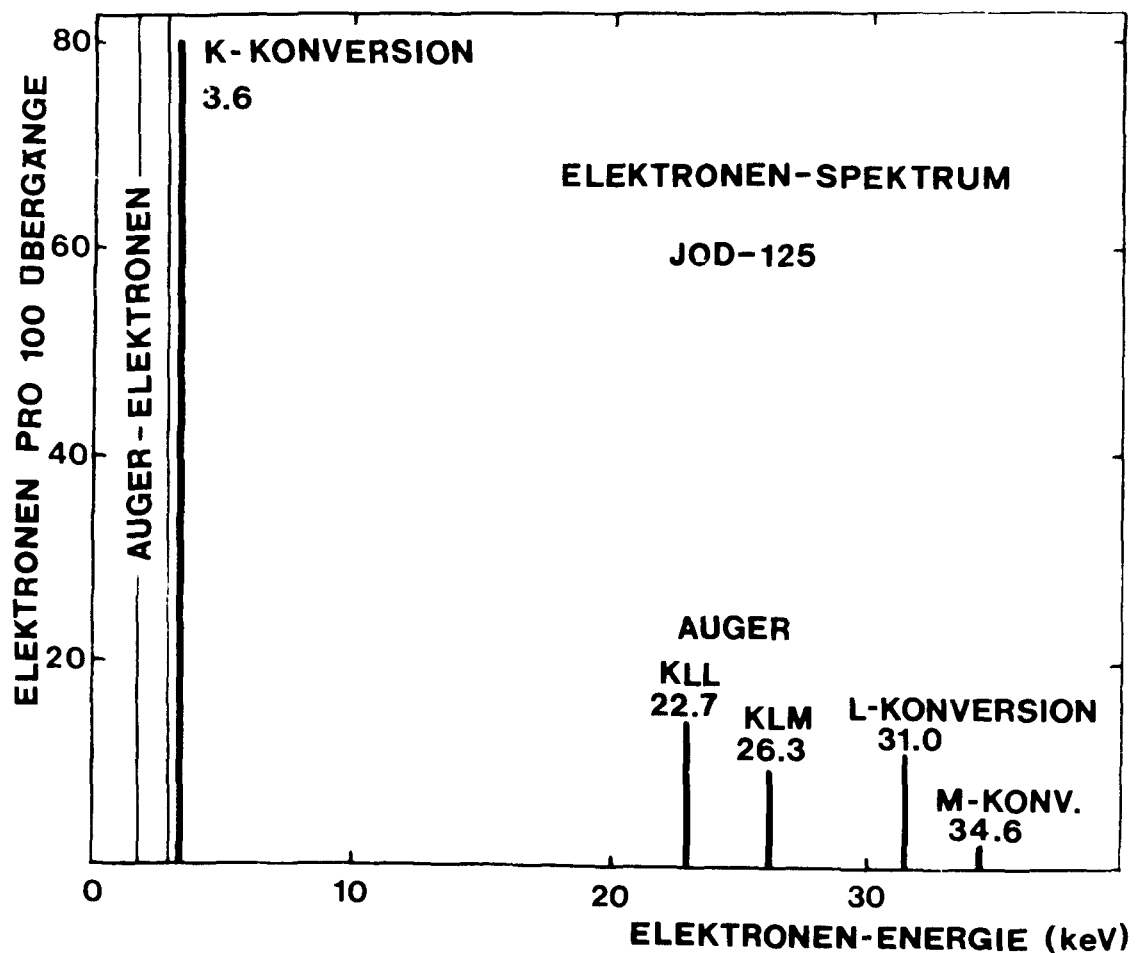


Abb. 2: Berechnetes Elektronen-Energie-Spektrum. Die Elektronen-Emission erfolgt in mono-energetischen Gruppen um 3 keV und zwischen 22 und 35 keV.

Abbildung 3 zeigt das Röntgen- und Gamma-Spektrum des Jod-125, wie es in dieser Arbeit berechnet wurde. Es wurde mit einem 2 mm dicken Si(Li)-Detektor von 1 cm<sup>2</sup> Fläche experimentell überprüft (Abb. 4). Beide Spektren stimmen sehr gut überein.

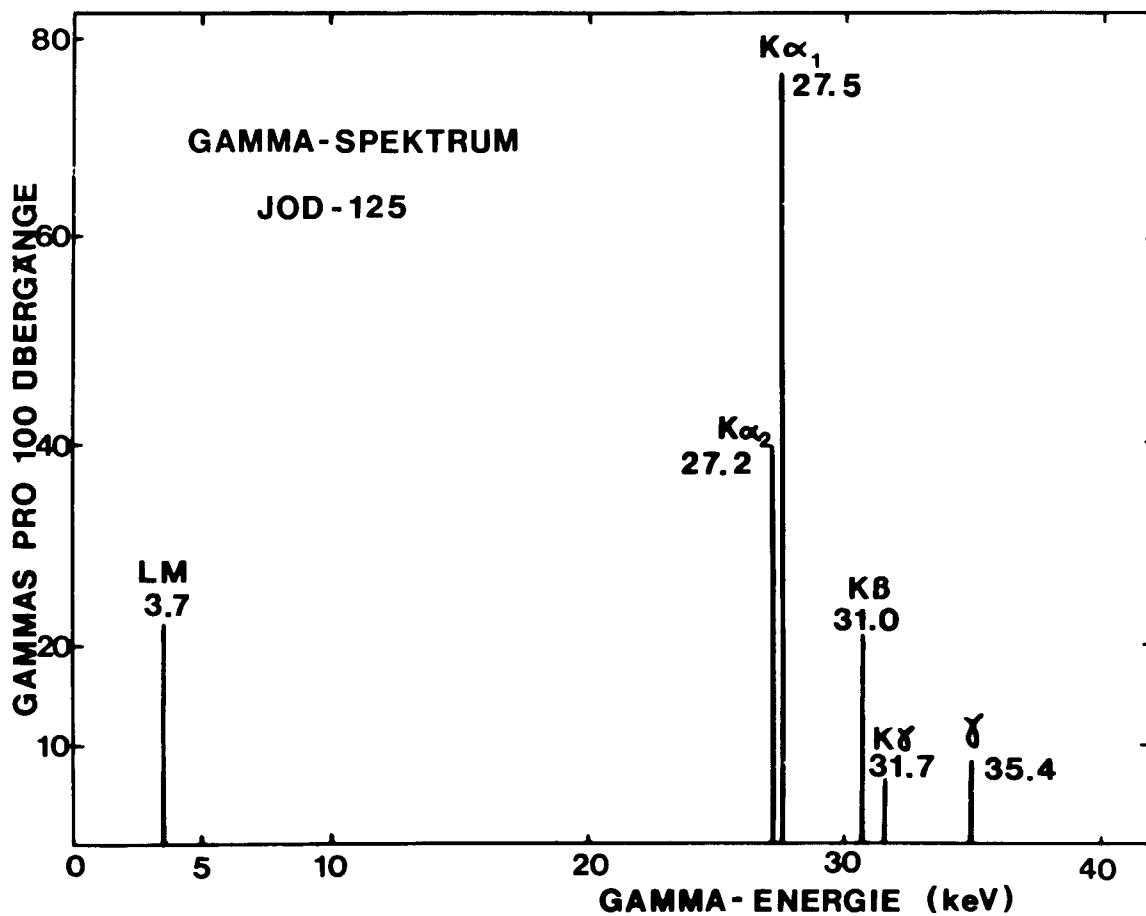


Abb. 3: Berechnetes Gamma- und Röntgen-Spektrum des Jod-125. Die Intensität der Röntgenstrahlung übertrifft die unkonvertierte  $\gamma$ -Emission erheblich.

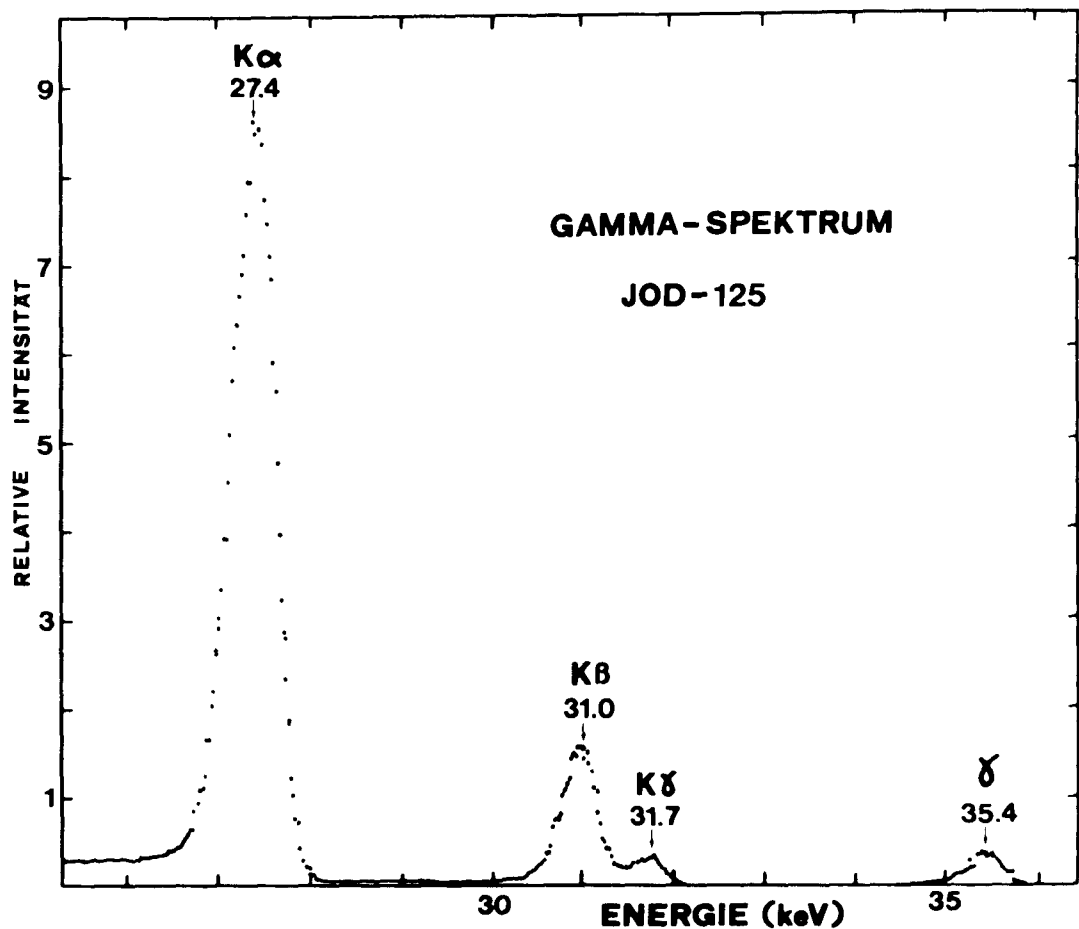


Abb. 4: Gemessenes Röntgen- und Gamma-Spektrum des Jod-125. Die Strahlung einer Probe von 0,1 mCi  $^{125}\text{J}$  in Form von  $^{125}\text{J}$ -Deoxyuridin wurde mit einem  $1\text{ cm}^2$  großen Si(Li)-Detektor von 2 mm Dicke aufgenommen. Die 35 keV-Linie der unkonvertierten Gamma-Übergangs- und die Röntgenlinien  $K\alpha$ ,  $K\beta$  und  $K\gamma$  sind sehr gut aufgelöst.



3) Reichweite der Elektronen von  $^{125}\text{J}$  und  $^3\text{H}$ 

Die neuesten Messungen der Reichweite monoenergetischer Elektronen von 20 eV bis 50 keV stammen von Cole (18). Aus seiner empirisch aufgestellten Reichweiten-Beziehung  $R = 0.0431(E+0.0367)^{1.77} - 0.007$  mit  $R$  in Mikron und  $E$  in keV errechnen sich die in Tabelle 4 zusammengestellten Reichweiten für die Elektronengruppen des  $^{125}\text{J}$ .

REICHWEITE DER  $^{125}\text{JOD}$ -ELEKTRONEN IN WASSER

Elektronen pro 100 Übergänge	Elektronen- Energie	Art der Entstehung	Reichweite in Mikron
34	0.5 keV	Auger-MNO	0.02
265	0.5 keV	Auger-MNN	0.02
107	3.0 keV	Auger-LMM	0.3
54	3.5 keV	Auger-LMN	0.4
30	3.6 keV	K-Konversion	0.4
17	22.7 keV	Auger-KLL	10.6
9	26.1 keV	Auger-KLM	13.4
11	31.5 keV	L-Konversion	18.0
2	34.2 keV	M-Konversion	20.5

Tabelle 4: Reichweite der Elektronengruppen des  $^{125}\text{J}$  in Wasser.

Eine Superposition der Gruppen nach ihrer Häufigkeit ergibt die Reichweitenverteilung der  $^{125}\text{J}$ -Elektronen, die in Abb. 5 mit einer von Caro (19) angegebenen Reichweitenverteilung der  $^3\text{H}$ -Beta-Strahlung verglichen wird.

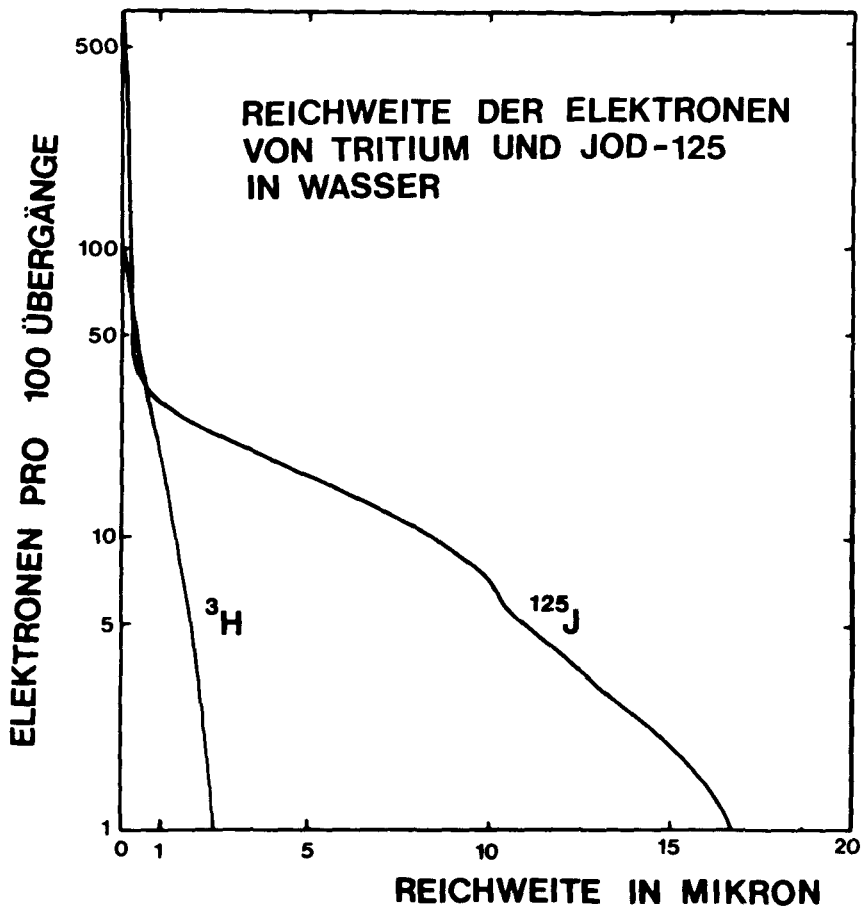


Abb. 5: Verteilung der Reichweiten von  $^3\text{H}$ - und  $^{125}\text{J}$ -Elektronen in Wasser.

Die Reichweiten-Verteilung der  $^3\text{H}$ - und  $^{125}\text{J}$ -Elektronen erklärt die gute autoradiografische Auflösung und die hohe Korn-Ausbeute, die bei autoradiografischen Aufnahmen mit beiden Isotopen erzielt werden kann.

Bei Autoradiografien mit Jod-125 beobachtet man einen "Hof" um die  $^{125}\text{J}$ -markierten Zellkerne und manchmal längere Elektronen-Bahnspuren (Abb. 6). Sie werden von den energiereicheren Konversions- und Auger-Elektronen des Jod-125 verursacht, die in Wasser Reichweiten bis maximal 20 Mikron erreichen können.

(a)

(b)

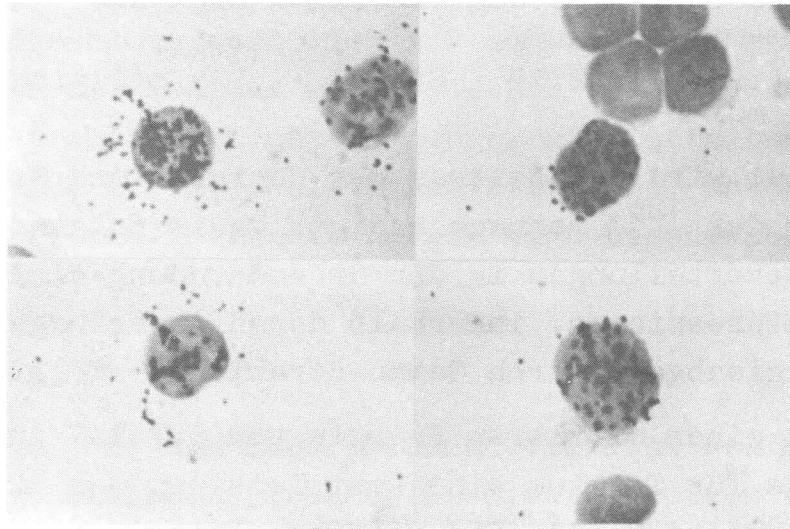


Abb. 6: Autoradiografien von Thymus-Zellen der Maus, die entweder mit  $^{125}\text{J}$  (a) oder Tritium (b) markiert worden sind. Der "Hof" um den  $^{125}\text{J}$ -markierten Zellkern und einzelne längere Bahnsuren sind gut zu erkennen.

#### 4. Dosisabgabe bei unendlicher homogener Verteilung von $^3\text{H}$ und $^{125}\text{J}$

Zunächst soll die Dosisleistung berechnet werden, die bei einer unendlich ausgedehnten homogenen Verteilung beider Nuklide mit einer spezifischen Aktivität von 1 mCi pro g Trägermaterial während einer Stunde erzeugt wird. Diese Dosisleistung errechnet sich aus

$$DL \left( \frac{\text{rad}}{\text{mCi h}} \right) = 2,13 \cdot E(\text{keV}) \quad (\text{Gleichung 1})$$

Dabei wird der Beitrag der Röntgen- und Gamma-Strahlung des  $^{125}\text{J}$  vernachlässigt, da im folgenden nur Aktivitätsverteilungen in der Größenordnung einiger Mikron interessieren, innerhalb deren Abmessungen kaum eine Energieabgabe durch Gamma-Strahlung erfolgt.

Mit einer mittleren Energie von 5,7 keV pro  $^3\text{H}$ -Zerfall wurde für Tritium eine Dosisleistung von 12,14 rad/h pro mCi errechnet (1). Die mittlere Energie pro  $^{125}\text{J}$ -Zerfall erhält man, wenn man die Zahl der Elektronen pro Zerfall jeder Gruppe mit deren Elektronenenergie multipliziert und über alle Elektronengruppen aufsummiert. Man erhält so einen Wert von 19 keV pro  $^{125}\text{J}$ -Zerfall und errechnet daraus eine Dosisleistung von 41 rad/h pro mCi. Demnach gibt homogen in einem unendlichen Medium verteiltes Jod-125 die 3,3-fache Dosisleistung an das Medium ab als analog verteiltes Tritium.

Hier interessiert jedoch die Dosis, die von in den Zellkern inkorporierter Aktivität an diesen abgegeben wird. Sie kann näherungsweise als homogene kugelförmige Verteilung beschrieben werden. Die Radien der untersuchten Zellkerne liegen um 3 Mikron und erreichen in seltenen Fällen maximal 10 Mikron. Daher wird im Normalfall nur ein kleiner Teil der emittierten Strahlung im empfindlichen Zellkern absorbiert, der größere Teil

entweicht ins Zytoplasma und anderes vergleichsweise unempfindliches Gewebe. Zusätzliche dosimetrische Überlegungen werden daher notwendig, um die Dosisleistung exakt zu bestimmen, die von intranuklear verteiltem  $^{125}\text{J}$  und  $^3\text{H}$  im Zellkern absorbiert wird.

## 5. Dosis-Verteilung um Punktquellen

Für Strahlung unendlicher Reichweite und gleichmäßige Absorption des Mediums wurde die Dosisverteilung um punktförmige Strahlenquellen von mehreren Autoren berechnet (20, 21, 22, 23, 24). Die Intensität einer solchen Strahlung im Abstand  $x$  von der Quelle wird beschrieben durch

$$I(x) = \frac{I(0)}{4\pi x^2} e^{-\alpha x} \quad (\text{Gleichung 2})$$

wobei  $\alpha(\text{Weg}^{-1})$  der Absorptionskoeffizient des Mediums ist. Diese Gleichung beschreibt die Absorption von Elektronen nur näherungsweise; sie hat zwei wesentliche Mängel:

- 1) Die Intensität der Strahlung fällt erst in unendlichem Abstand von der Quelle auf Null ab. Dagegen erreichen Elektronen in Wirklichkeit nur eine endliche maximale Reichweite. Jenseits der maximalen Reichweite ist die Strahlungsintensität und damit auch die absorbierte Dosis exakt gleich Null.
- 2) Die Energieabgabe der Elektronen erfolgt nicht gleichmäßig, sondern durch Stöße in diskreten Schritten. Je langsamer ein Elektron fliegt, desto größer wird die Wahrscheinlichkeit von Stößen mit Atomen des Absorbers. Der Energieverlust pro Wegeinheit (Linear Energie Transfer LET) nimmt daher mit abnehmender Elektronenenergie zu.

Mehrere Versuche wurden unternommen, um die Absorption langsamer Elektronen in besserer Übereinstimmung mit diesen Forderungen zu beschreiben (25, 26). So nimmt Loevinger (27, 28) an, daß bis zum Abstand der mittleren freien Weglänge (gleich dem Reziproken des Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ ) keine Absorption stattfindet, und die Intensitätsabnahme bis dorthin nur auf Grund der räumlichen Geometrie erfolgt. Nach Erreichen dieses Abstands nimmt er eine gleichmässige Absorption mit einem Absorptionskoeffizienten  $\alpha$  an. Er formulierte die Gleichung

$$D(x) = \frac{K}{(\alpha x)^2} \left[ c \left( 1 - \frac{\alpha x}{c} e^{1 - \frac{\alpha x}{c}} \right) + \alpha x e^{1 - \alpha x} \right] \quad (\text{Gleichung 3})$$

( ) = 0 für  $x \geq \frac{c}{\alpha}$

mit

$D(x)$  = Dosis in rad pro Zerfall im Abstand  $x$  von einer Punktquelle

$\alpha$  = Absorptionskoeffizient in  $\text{cm}^{-1}$

$x$  = Abstand in cm

$K$  = Normierungsfaktor, der berücksichtigt, daß die an ein unendliches Volumen abgegebene Dosis pro Zerfall der mittleren Energie pro Zerfall entsprechen muß.

$E$  = Maximale Elektronen-Energie in MeV

$x = 3.11 e^{-0.55 E_0}$

Ein Vergleich dieser Gleichung mit experimentell gemessenen Intensitätsabnahmen zeigt, daß sie nur für  $\beta$ -Strahlung hoher Energie gilt. Bei der mittelergetischen  $\beta$ -Strahlung des Co-60 (0.318 MeV) weicht sie bereits erheblich von den experimentellen Daten ab. Für die niederenergetischen Elektronen des  $^{125}\text{J}$  und des Tritiums würde der Fehler noch größer; doch ist hier Loevingers Gleichung ohnehin nicht verwendbar, da sie für Elektronen-Energien unter 36 keV nicht definiert ist.

Robertson (29, 30) berechnete die Verteilung der Dosis um eine punktförmige Tritium-Quelle. Er benutzte dazu das Energiespektrum des Tritiums von Langer und Moffat (31), teilte es in 18 Energie-Intervalle von je 1 keV Breite ein und berechneten den LET-Wert für jedes Intervall durch graphische Integration einer Energie-Reichweite-Kurve von Katz und Penfold (32). Damit erhielt er die Dosis, die in Kugelschalen von  $\frac{1}{2}$  Mikron Dicke um die Tritium-Punktquelle abgegeben wird und beschrieb sie mit der empirisch aufgestellten Beziehung  $D(x) = 185 e^{-5.55x} + 15e^{-1.92x}$ .

Neue Messungen der Reichweite niederenergetischer Elektronen von Berger (33) und Cole (18) erlauben nun eine genaue Berechnung der Dosisverteilung um punktförmige Elektronenquellen. Dazu sei zunächst eine punktförmige Elektronenquelle betrachtet, die monoenergetische Elektronen von 10 keV aussendet. Die Reichweite dieser Elektronen beträgt 2,7 Mikron (18), so daß die gesamte durch die Elektronenstrahlung freigesetzte Energie innerhalb einer Kugel von 2,7 Mikron Radius absorbiert wird.

Für die Dosis, die pro Emission eines Elektrons in dieser Kugel absorbiert wird, gilt

$$D = \frac{E \cdot K}{m \cdot 100} \quad \text{rad.} \quad (\text{Gleichung 4})$$

D = Dosis (rad)

E = Elektronenenergie (MeV)

k =  $1,6 \cdot 10^{-6}$  erg/MeV = Umrechnungsfaktor erg in MeV

m = Masse des absorbierenden Volumens (g)

$100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} / \text{rad}$  = Umrechnungsfaktor  $\frac{\text{erg}}{\text{g}}$  in rad.

Pro Emission eines 10 keV-Elektrons wird die Dosis

$$D = \frac{10 \cdot 10^{-3} \text{ MeV} \cdot 1,6 \cdot 10^{-6} \text{ erg/MeV}}{m(\text{g}) \cdot 100 \frac{\text{erg}}{\text{g}} / \text{rad}} = \frac{1,6 \cdot 10^{-10}}{m} \text{ rad}$$

(Gleichung 5)

absorbiert.



Die Masse der Kugel läßt sich zahlenmäßig durch das Kugelvolumen ersetzen, wenn die Dichte der Kugelmaterie  $1 \text{ g/cm}^3$  beträgt. Deshalb soll im folgenden stets die Dosis betrachtet werden, die in einem Kubikmikron =  $10^{-12} \text{ cm}^3$  Materie der Dichte  $1 \text{ g/cm}^3$  erzeugt wird.

Wird nun die Kugel in Kugelschalen von je 0,1 Mikron Dicke zerlegt und wird die Energie der Elektronen (10 keV) gleichmäßig entlang des 2,7 Mikron langen Weges absorbiert, dann wird an jede der 27 Kugelschalen eine Energie von 0,37 keV abgegeben. Für die innerste Kugelschale, eine Kugel von 0,1 Mikron Radius, erhält man so eine Dosis von

$$D = \frac{0,37 \cdot 1,6 \cdot 10^{-11}}{4,2 \cdot 10^{-15}} = 1415 \text{ rad.}$$

Mit zunehmendem Abstand von der Punktquelle wird die Energie von 0,37 keV je Kugelschale in immer größeren Kugelschalen absorbiert; die Dosis nimmt ab. Man erhält so die Kurve a in Abbildung 7, die näherungsweise die Dosis-Verteilung um eine 10 keV-Elektronen-Punktquelle zeigt.

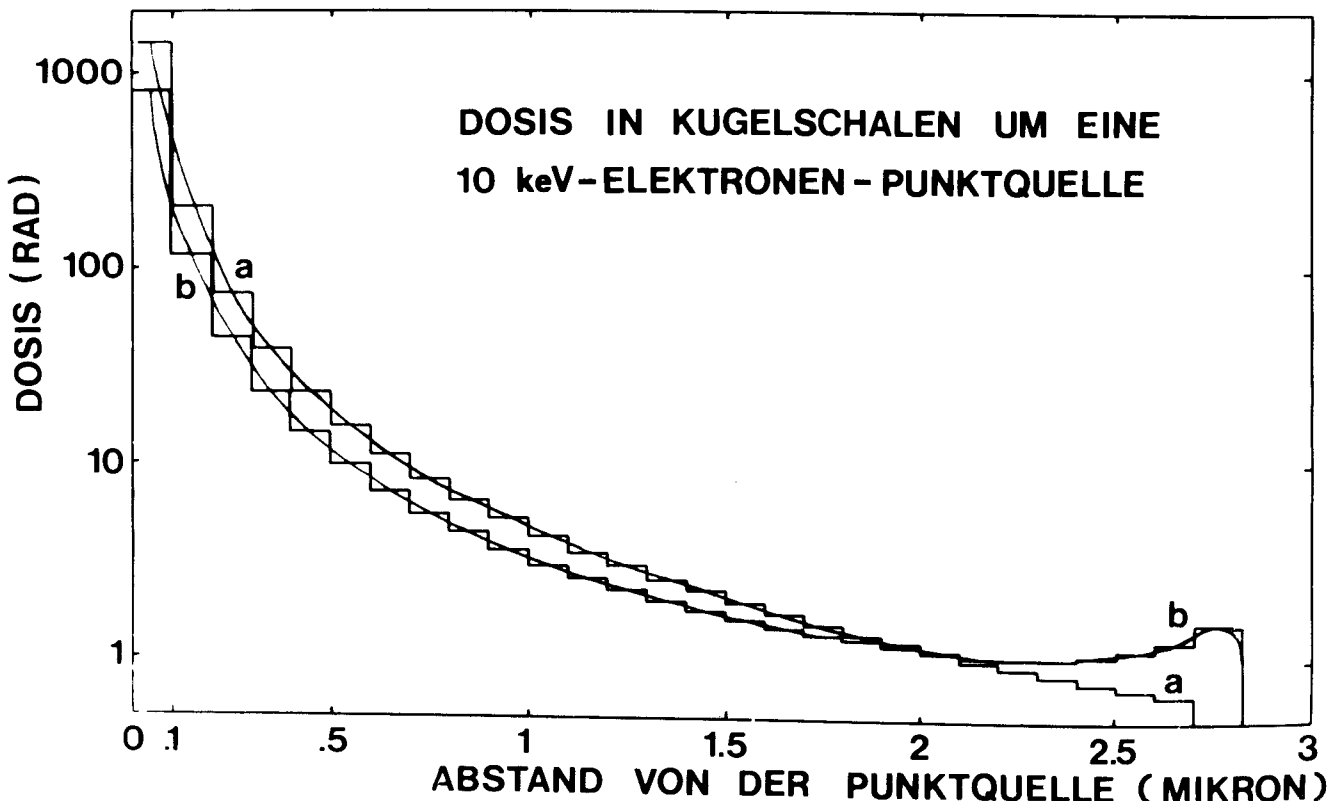


Abb. 7: Dosis-Verteilung um eine 10 keV-Elektronen-Quelle

Elektronen werden jedoch entlang ihres Weges nicht gleichmäßig absorbiert, der Lineare Energie Transfer LET nimmt mit abnehmender Elektronenenergie zu. Cole (18) nennt für diesen Zusammenhang, der in Abb. 8 gezeichnet ist, die empirische Formel

$$\frac{dE}{dx} = 13.05 (E + 0.367)^{-0.771} \quad \text{Gleichung 6)}$$

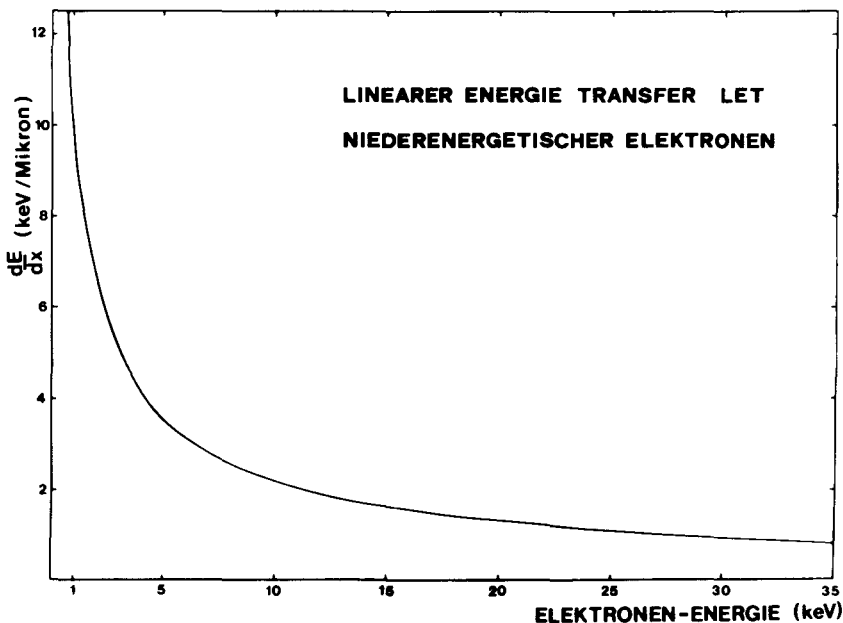


Abb. 8: Linearer Energie Transfer LET für Elektronen (18).

Die Annahme, daß die Elektronen entlang ihres Weges gleichmäßig absorbiert werden, soll nun damit korrigiert werden. Der LET-Wert von 10 keV-Elektronen beträgt 2,15 keV/Mikron (18); innerhalb der ersten Kugelschale, der Kugel von 0,1 Mikron Radius, werden also 0,215 keV Energie absorbiert. Daraus errechnet sich für die innerste Kugelschale eine Dosis von 821 rad, also erheblich weniger, als vorher nach der näherungsweisen Berechnung erhalten wurde. Die 10 keV-Elektronen betreten die zweite Kugelschale mit 9,785 keV. Ihr LET-Wert ist dann 2,19 keV/Mikron (18), so daß innerhalb der zweiten Kugelschale 0,219 keV Energie absorbiert werden. Dies entspricht einer Dosis von nur 119 rad. Setzt man dieses Verfahren so lange fort, bis die gesamte Energie von 10 keV absorbiert ist, dann erhält man eine Dosisver-

teilung gemäß der Kurve b in Abbildung 7.

Mit wachsendem Abstand von der Strahlenquelle nimmt das Volumen der Kugelschalen zu, die absorbierte Dosis wird daher kleiner. Mit wachsendem Abstand von der Quelle nimmt aber auch die kinetische Energie der Elektronen ab, und ihr Linearer Energie Transfer LET wird größer. Deshalb wird immer mehr Energie pro Wegstrecke absorbiert, so daß die Dosis gegen Ende der Elektronenbahn nochmals ansteigt (Kurve b in Abbildung 7). Die analog dazu berechneten Dosisverteilungen um punktförmige Elektronenquellen von 10, 20, 30 und 40 keV Energie sind in Abbildung 9 gezeichnet.

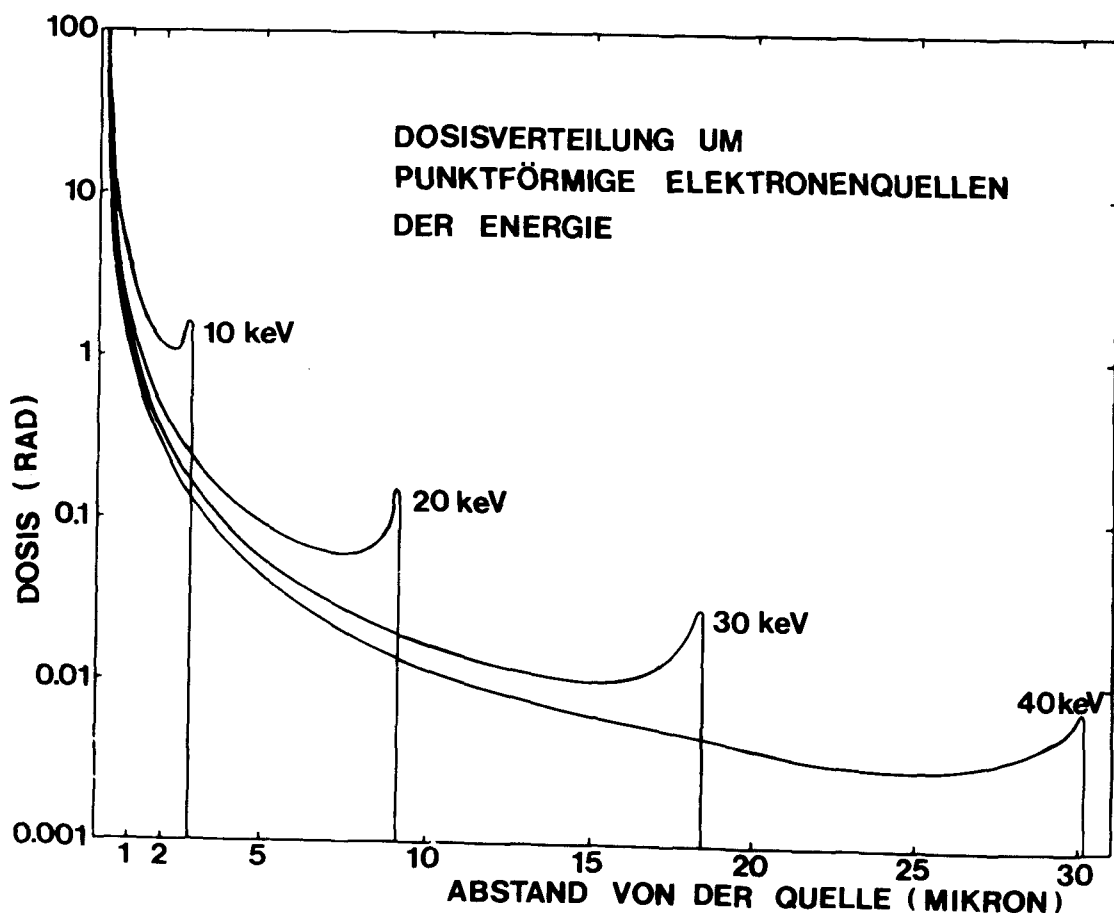


Abb. 9: Dosis-Verlauf um punktförmige Quellen, die mono-energetische Elektronen von 10, 20, 30 und 40 keV Energie emittieren.

Die Verteilung der Dosis um Punktquellen von Tritium und Jod-125 wurde analog dazu berechnet. Das Energie-Spektrum des Tritiums wurde in 18 Elektronengruppen von 0.5, 1.5, .... bis 17.5 keV Energie eingeteilt. Für jede Gruppe wurde dann die Dosis-Verteilung berechnet. Durch Superposition der einzelnen Dosis-Verteilungen gemäß der Emissions-Häufigkeit erhält man die Dosis-Verteilung um eine Tritium-Punktquelle (Abbildung 10).

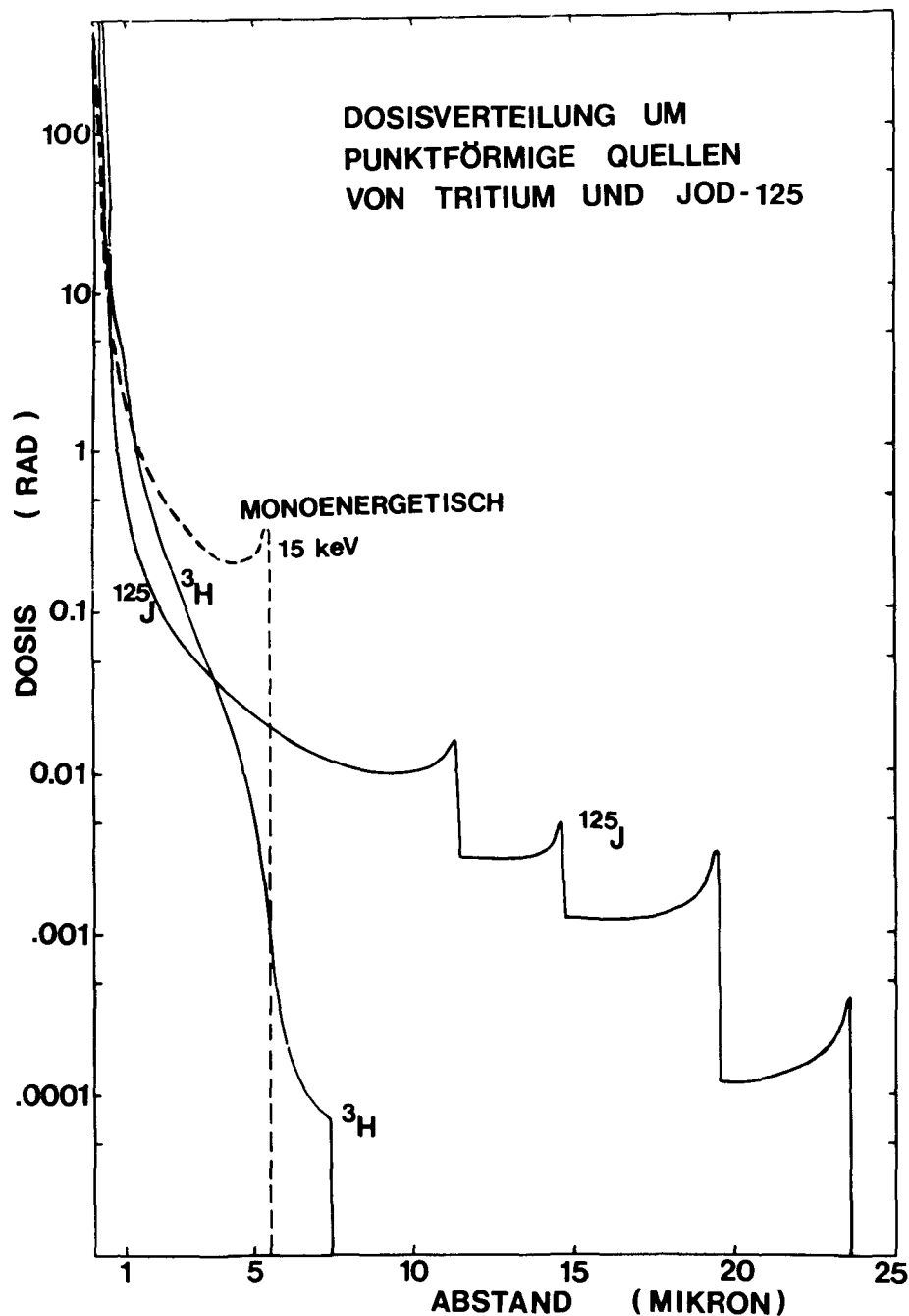


Abb. 10: Dosis-Verlauf um eine Punktquelle von Tritium, Jod-125 und eine 15 keV Elektronenquelle.

Analog dazu wurde die Verteilung der Dosis um eine  $^{125}\text{J}$ -Quelle berechnet. Die Dosis-Verteilungen der einzelnen Elektronengruppen wurden gemäß ihrer Emissions-Häufigkeit superponiert. Man beobachtet deshalb die für mono-energetische Elektronen typischen Dosis-Maxima, während beim Tritium ein kontinuierlicher Dosisabfall auftritt. Zum Vergleich ist schließlich noch die Dosis-Verteilung um eine Punktquelle von 15 keV-Elektronen gezeichnet (Abbildung 10).

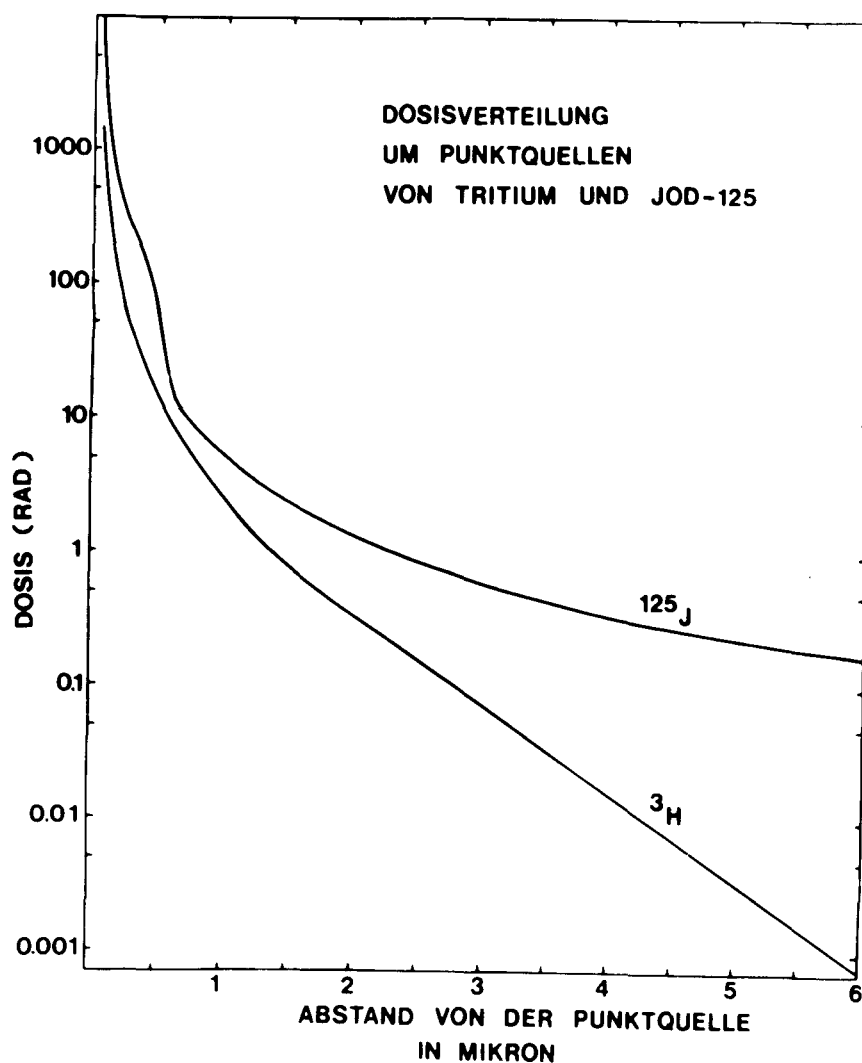


Abb. 11: Dosis-Verteilung um Punktquellen von Tritium und Jod-125 bis zum Abstand 6 Mikron von der Quelle

Betrachtet man den Dosisabfall bis zum Abstand von sechs Mikron von der Strahlenquelle (Abbildung 11), so ähnelt er einem exponentiellen Abfall. Es wurde nun versucht, den wahren Dosis-Verlauf durch Superposition mehrerer Exponentialfunktionen der Form

$$D(x) = \frac{e^{-x} \alpha(E)}{4\pi x^2} \quad (\text{Gleichung 7})$$

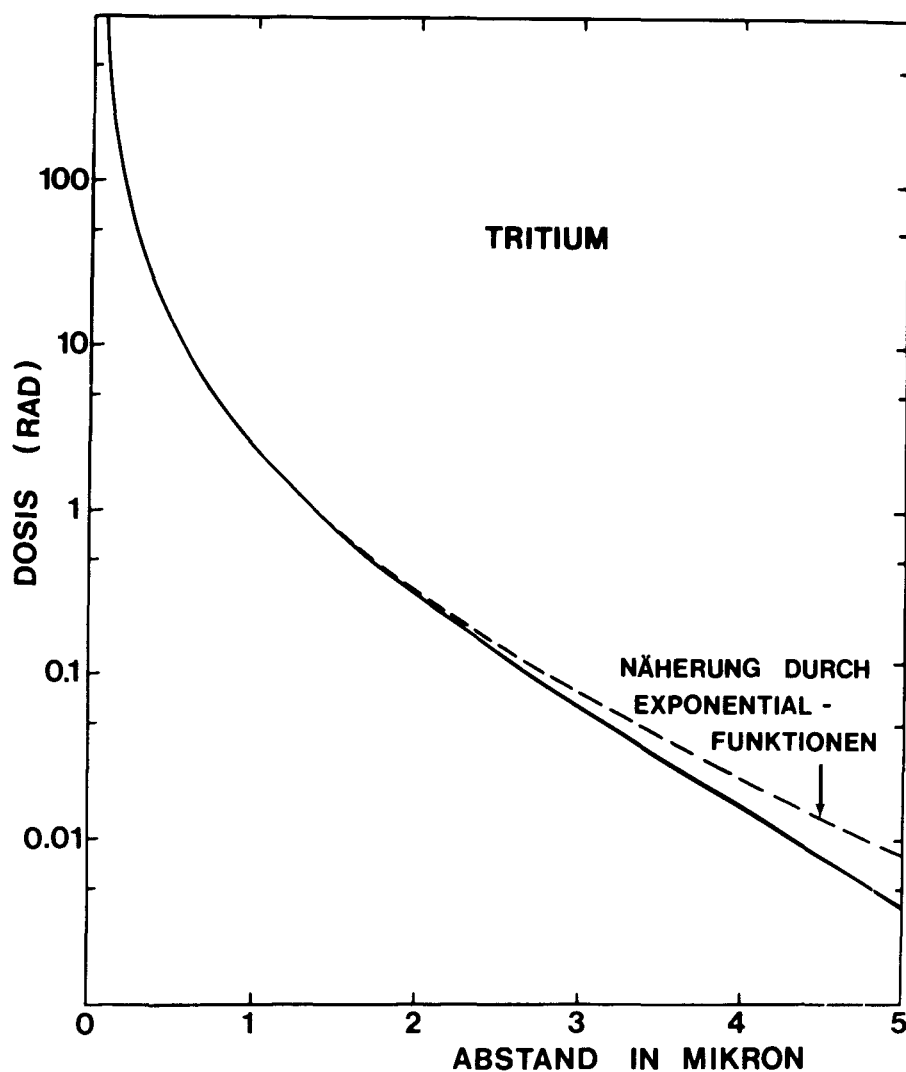


Abb. 12: Annäherung der exponentiellen Absorption an die wahre Absorption bei einer Punktquelle von Tritium.

annähern. Dazu wurde für jede der 18 Energie-Gruppen des Tritiums ein Absorptionskoeffizient  $\alpha$  empirisch derart bestimmt, daß die anschließende Superposition gemäß der Häufigkeit der einzelnen Gruppen eine Dosis-Verteilung ergab, die der wahren möglichst ähnlich war (Abbildung 12).

Die Energieabhängigkeit des Absorptionskoeffizienten  $\alpha = \alpha(E)$ , die man durch dieses Näherungsverfahren erhält, stimmt recht gut mit Rossi's Angaben (25) überein (Abbildung 13). Dagegen weichen die bei Ebert (34) veröffentlichten Daten für  $\alpha = \alpha(E)$  erheblich davon ab.

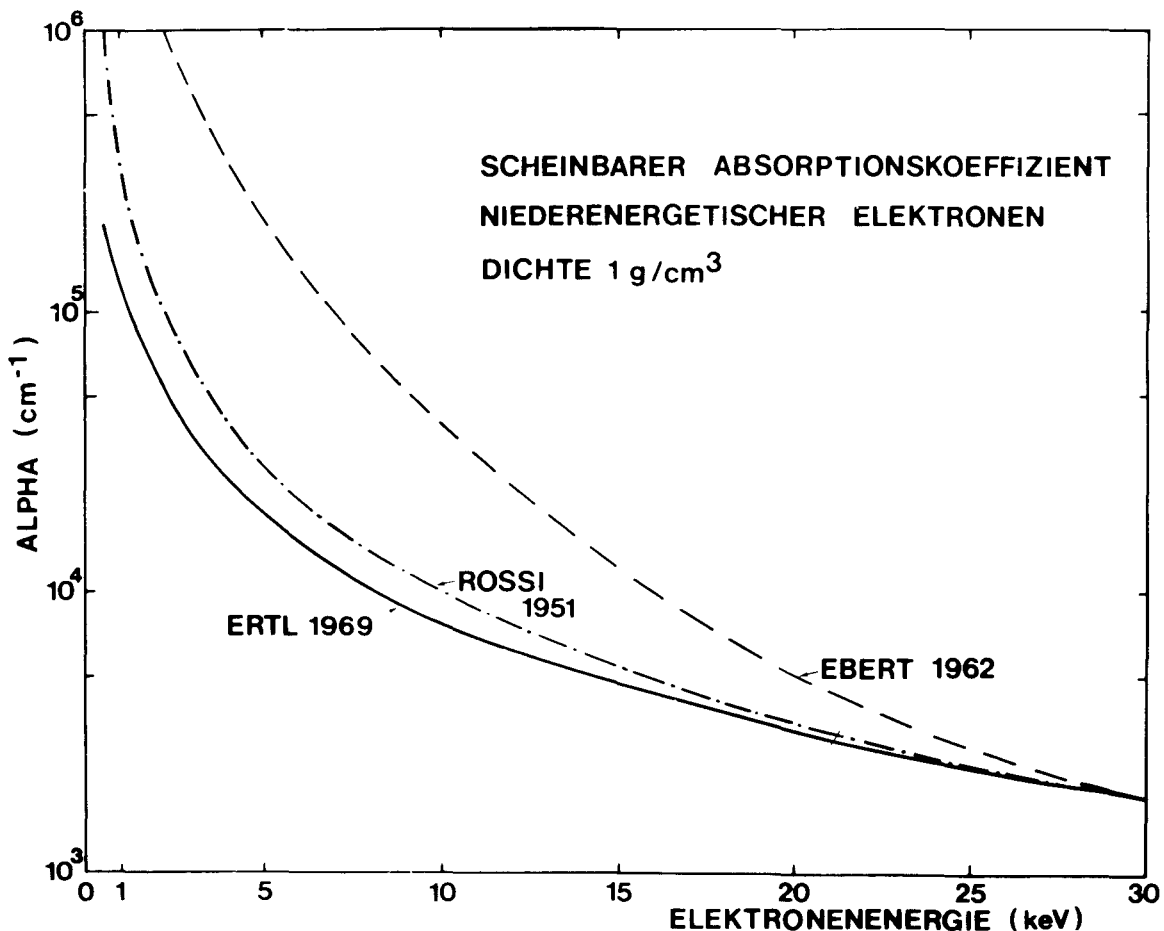


Abb. 13: Energieabhängigkeit des scheinbaren Absorptionskoeffizienten  $\alpha = \alpha(E)$ , der die exponentielle Absorption für Elektronen näherungsweise beschreibt.



## 6. Dosis, die aus einem markierten Zellkern entkommt

Benutzt man die so gefundene Energieabhängigkeit des scheinbaren Absorptionskoeffizienten  $\alpha$ , der in die Gleichung 7 eingesetzt werden kann, so läßt sich die wahre Dosis-Verteilung um Punktquellen durch Superposition von exponentiellen Absorptionsfunktionen der Gleichung 7 annähern. Diese Funktionen sind geschlossen integrierbar; mit diesem Verfahren kann daher der Dosis-Verlauf um räumlich ausgedehnte Strahlenquellen berechnet werden.

Die Integration der exponentiellen Absorptionsgleichung (Gleichung 7) wurde von Storm, Hurwitz und Roe (35) für verschiedene geometrische Bedingungen durchgeführt. Sie erhielten für den Anteil  $f$  der Strahlung, der durch die Oberfläche einer kugelförmigen, homogen mit Aktivität gefüllten Strahlungsquelle entkommt, die Gleichung

$$f = \frac{3}{4(\alpha R)^3} \left[ (\alpha R)^2 - \frac{1}{2} + \left( \alpha R + \frac{1}{2} \right) e^{-2\alpha R} \right] \quad (\text{Gleichung 8})$$

mit  $R$  = Radius der Kugel in cm und

$\alpha$  = Scheinbarer Absorptionskoeffizient in  $\text{cm}^{-1}$ .

Diese Gleichung wurde benutzt, um den Anteil der Dosis zu berechnen, der aus einem kugelförmig angenommenen, mit Tritium oder Jod-125 markierten Zellkern entkommt. Für jede der Elektronengruppen des Jod-125 und der konstruierten Gruppen des Tritiums wurde mit Gleichung 8 eine Entkomm-Kurve berechnet. Die Addition der einzelnen Kurven gemäß der Häufigkeit der Gruppen ergab schließlich die beiden Kurven in Abbildung 14. Sie zeigen für Tritium und Jod-125 den prozentualen Anteil der Energie der in Abhängigkeit vom Kugelradius aus einer mit Aktivität gefüllten Kugel entkommt. Dies ist der Anteil der Energie, der aus einem radioaktiv markierten Zellkern entweicht und nicht zur Dosis auf den Kern beiträgt.

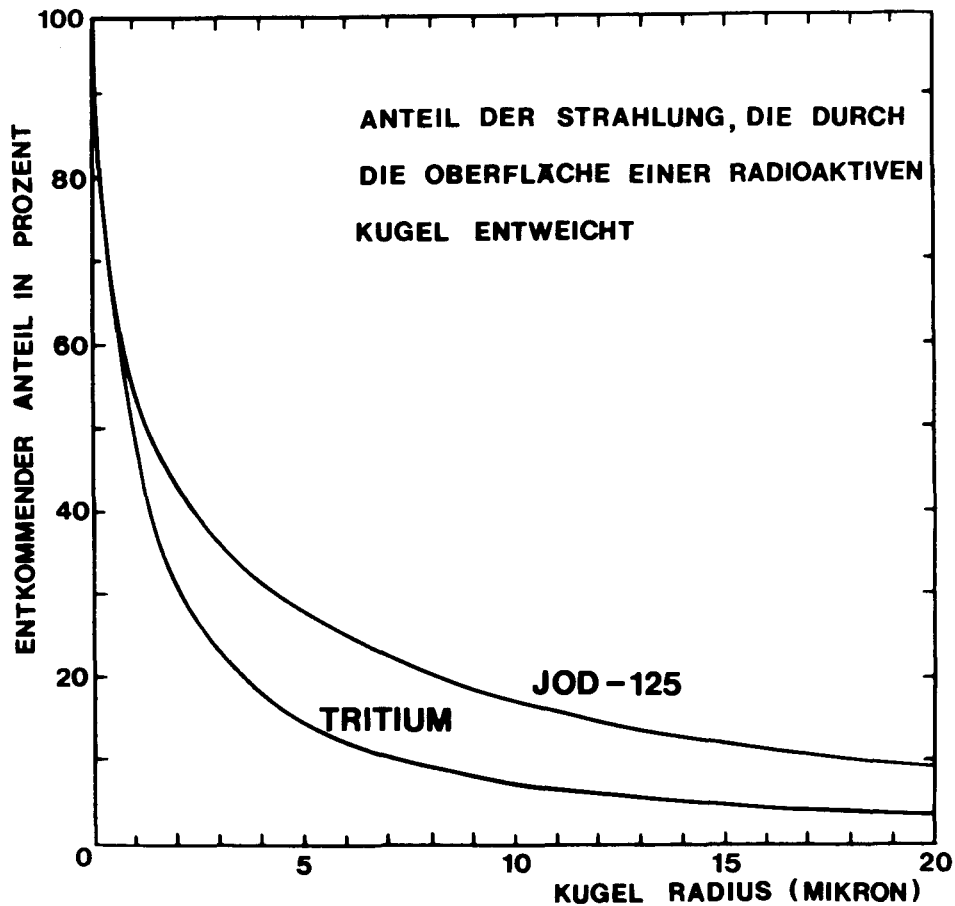


Abb. 14: Prozentualer Anteil der Energie, die aus kugelförmigen Strahlenquellen aus Tritium und Jod-125 in Abhängigkeit vom Radius der Kugel entkommt. Ihm entspricht die Dosis, die aus einem  $^3\text{H}$ - oder  $^{125}\text{J}$ -markierten kugelförmigen Zellkern in Abhängigkeit dem Radius des Kerns entweicht.

## 7. Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von kugelförmigen Strahlenquellen

Als letztes soll schließlich der Verlauf der Dosis innerhalb und außerhalb einer kugelförmigen, homogen mit Aktivität gefüllten Strahlenquelle berechnet werden.

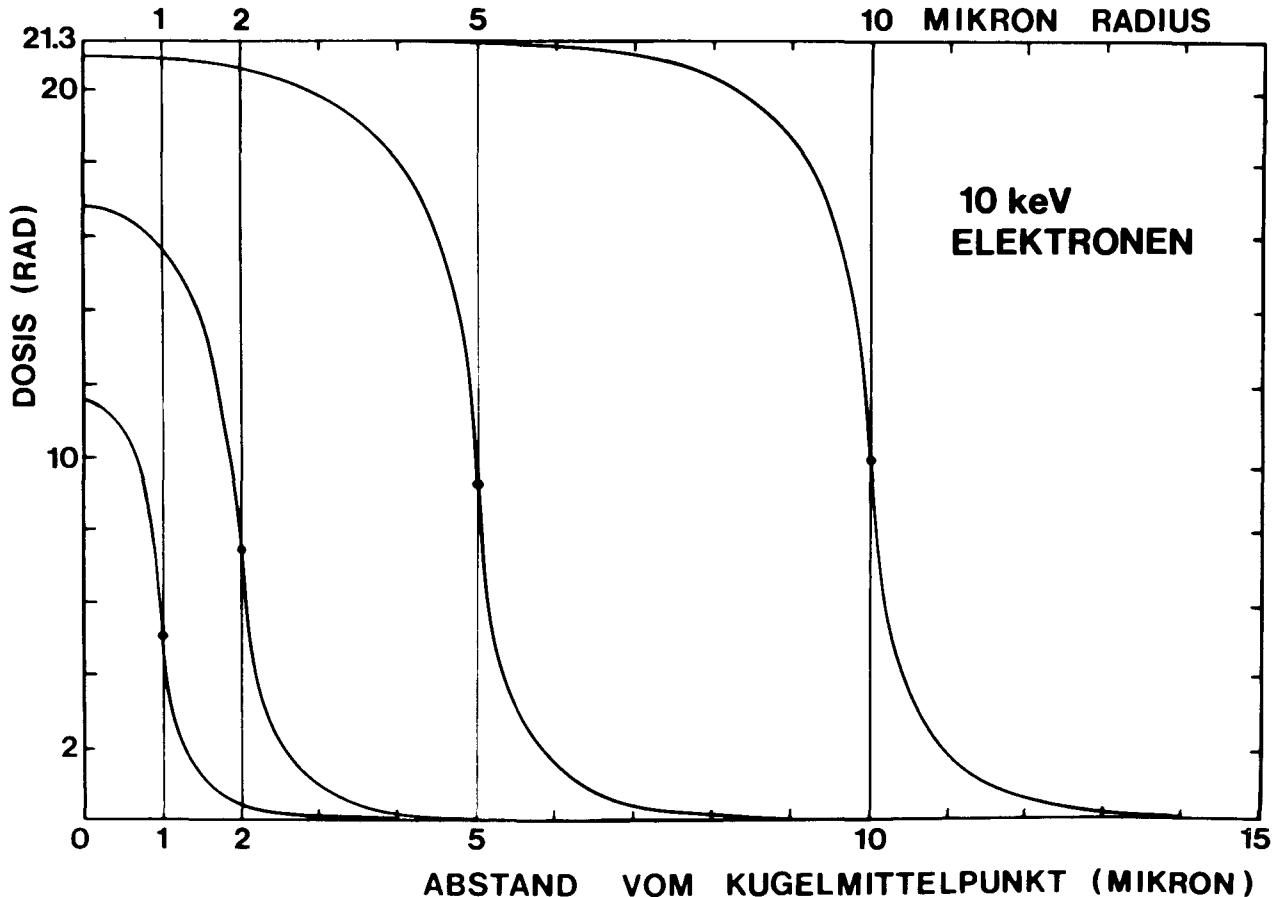


Abb. 15: Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb einer kugelförmigen Quelle, die Elektronen von 10 keV emittiert. Als Radius der Kugel wurden 1, 2, 5 und 10 Mikron angenommen.

Setzt man voraus, daß sich innerhalb und außerhalb der mit Aktivität gefüllten Kugel ein Medium der Dichte  $1 \text{ g/cm}^3$  befindet, dann kann der Dosis-Verlauf beschrieben werden (35) durch

$$D(x) = 1 - \frac{1}{4} \left( 1 + \frac{R}{x} + \frac{1}{\alpha x} \right) e^{\alpha x - \alpha R} - \frac{1}{4} \left( 1 - \frac{R}{x} - \frac{1}{\alpha x} \right) e^{-\alpha x - \alpha R} + \frac{\alpha R^2 (1 - \frac{x^2}{R^2})}{4x} \int_{\alpha R (1 - \frac{x}{R})}^{\alpha R (1 + \frac{x}{R})} \frac{e^{-u}}{u} du \quad (\text{Gleichung 9})$$

mit  $R$  = Kugelradius und

$x$  = Abstand vom Kugelmittelpunkt

In Abbildung 15 ist der Verlauf der Dosis innerhalb und außerhalb einer kugelförmigen Strahlenquelle von 1, 2, 5 und 10 Mikron Radius gezeichnet, wenn die Kugelquelle monoenergetische Elektronen von 10 keV Energie emittiert. Abbildung 16 zeigt den Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von Kugeln mit 2,5 und 10 Mikron Radius, die mit einer Aktivität gefüllt sind, die monoenergetische Elektronen mit 5, 10, 20 und 30 keV Energie emittiert.

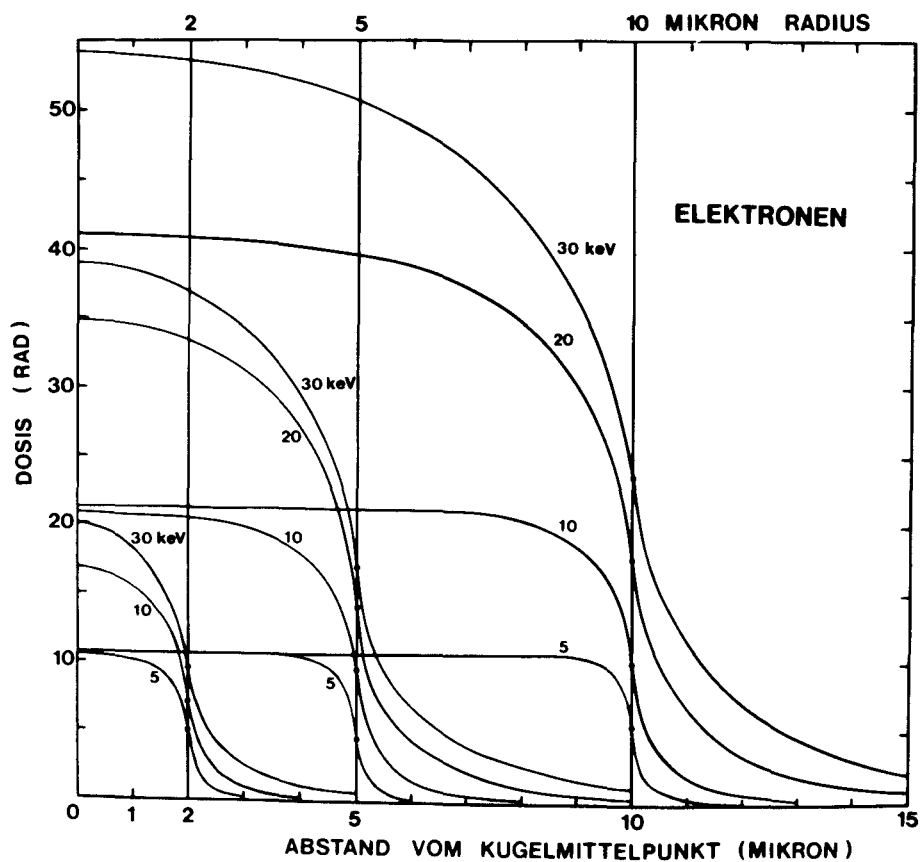


Abb. 16: Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb kugelförmiger Elektronenquellen von 2,5 und 10 Mikron Radius und 5, 10, 20 und 30 keV Elektronenenergie.

Auch hier läßt sich der Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von kugelförmig angenommenen Zellkernen, die mit Tritium oder Jod-125 markiert sind, durch Superposition der Dosisprofile für die einzelnen Elektronengruppen ermitteln. In Abbildung 17 ist der Verlauf der Dosis in und um  $^3\text{H}$ -markierte kugelförmige Zellkerne von 1, 2, 5 und 10 Mikron Radius gezeichnet. Er ist in Abbildung 18 mit dem Dosis-Verlauf bei Markierung mit Jod-125 verglichen.

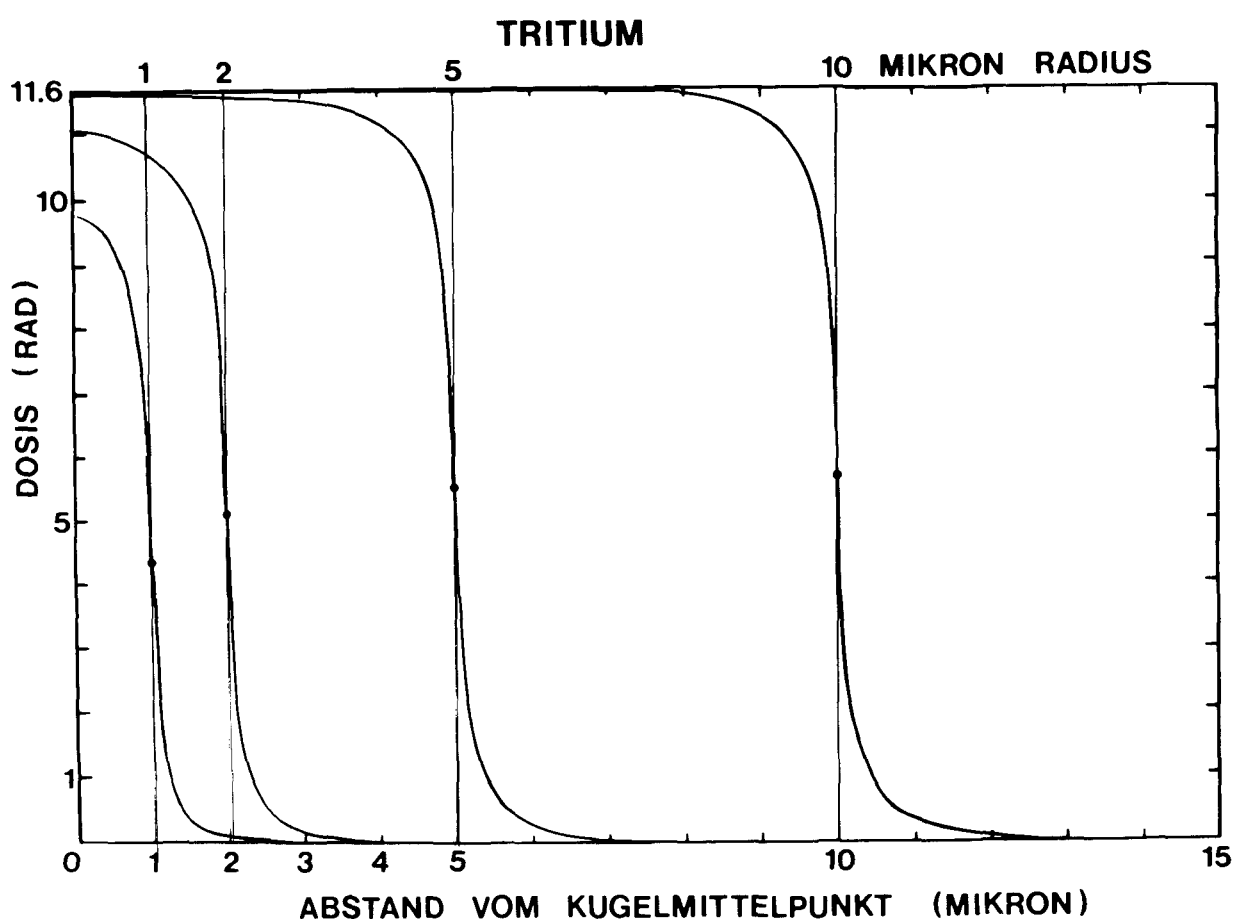


Abb. 17: Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb einer kugelförmigen Tritium-Quelle von 1, 2, 5 und 10 Mikron Radius.

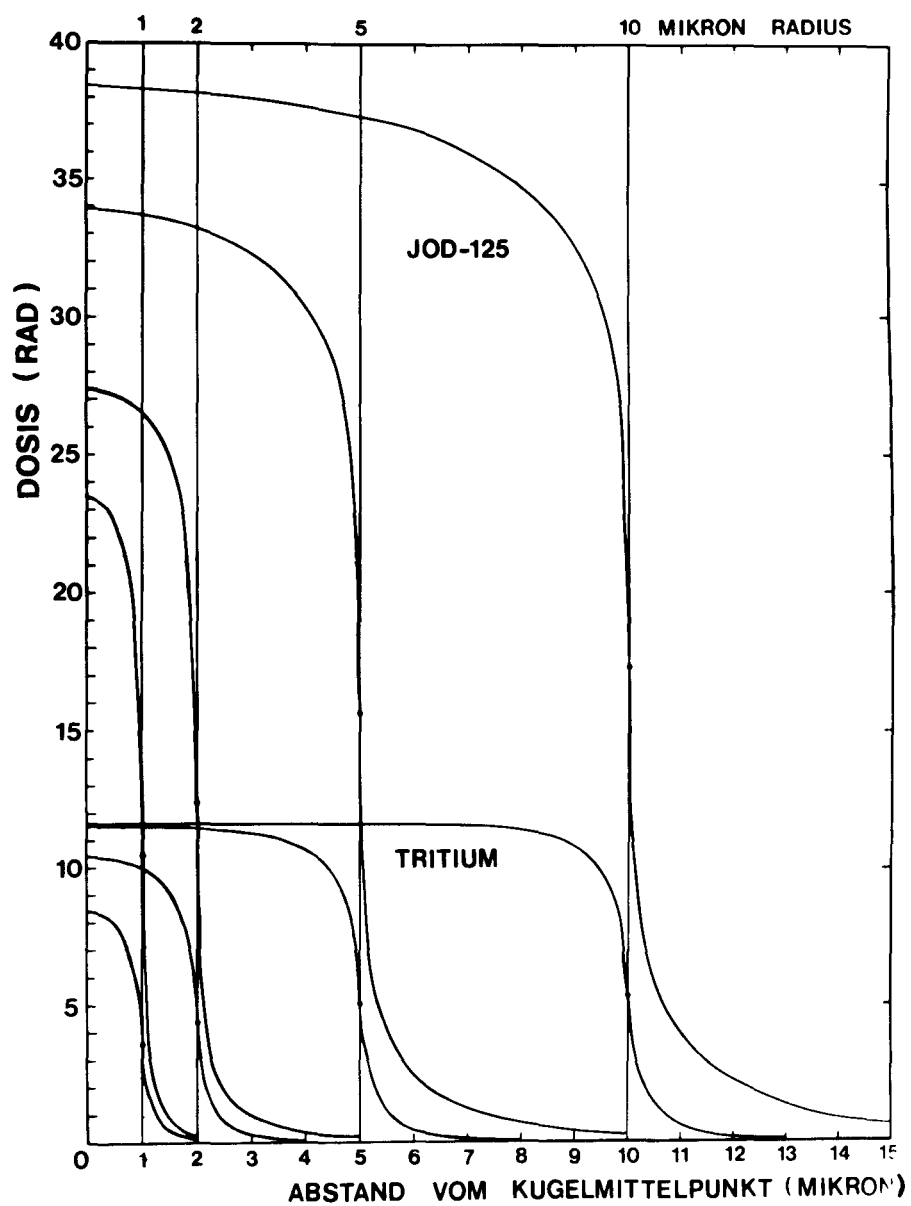


Abb. 18: Dosis-Verlauf innerhalb und außerhalb von kugelförmigen Quellen aus Tritium und Jod-125 mit 1, 2, 5 und 10 Mikron Radius.

## Literaturverzeichnis

- 1) Feinendegen, L.E.:  
Tritium-Labeled Molecules in Biology and Medicine.  
Academic Press, New York and London, (1967)
- 2) Ertl, H.H., L.E. Feinendegen und H.J. Heiniger:  
Iodine-125, a tracer in cell biology: Physical  
properties and biological aspects.  
Phys. Med. Biol. 15: 447 (1970)
- 3) Eidinoff, M.L., L. Cheong und M.A. Rich:  
Incorporation of unnatural Pyrimidine Bases into  
Deoxyribonucleic Acid of Mammalian Cells  
Science 129: 1550 (1958)
- 4) Hughes, W.L., S.L. Commerford, D. Gitlin, R.C. Krueger,  
B. Schultze, V. Shah und P. Reilly:  
Deoxyribonucleic acid metabolism in vivo: I. Cell Pro-  
liferation and death as measured by incorporation and  
elimination of iododeoxyuridine.  
Fed. Proc. Chem. Med. 23: 640 (1964)
- 5) Jenks, G.H., J.A. Ghormley und F.H. Sweeton:  
Measurement of the Half-Life and Average Energy of  
Tritium Decay.  
Phys. Rev. 75: 701 (1949)
- 6) Friedlander, G. und W.C. Orr:  
The Decay of I-125.  
Phys. Rev. 84: 484 (1951)
- 7) Feinendegen, L.E., V.P. Bond und W.L. Hughes:  
<sup>125</sup>IDU (5-Iodo-2-Deoxyuridine) in autoradiographic  
studies of cell proliferation.  
Exp. Cell Research 43: 107 (1966)
- 8) Myers, W.G. und J.C. Vanderleeden:  
Radioiodine-125.  
Journ. Nucl. Med. 1: 149 (1960)
- 9) Dillman, L.T.:  
Radionuclide Decay Schemes and Nuclear Parameters for  
Use in Radiation-Dose Estimation.  
Journ. Nucl. Med., Supplement Nr. 2, 10: 14 (1966)
- 10) Feige, Y., A. Gavron und J. Gross:  
Quality, distribution and other relevant factors in  
setting maximum permissible doses for iodine-125.  
Paper Nr. 64, Europ. Congr. on Radiation Protection,  
Menton, Frankreich, 9. bis 11. Oktober 1968



- 11) Bergström, L.:  
On the Decay of  $\text{Xe}^{125}$   $\text{J}^{125}$   $\text{Te}^{125}$ .  
Phys. Rev. 82: 111 (1951)
- 12) Leutz, H. und K. Ziegler:  
The Electron Capture Ratio in the Decay of  $\text{I}^{125}$   
Nuclear Physics 50: 648 (1964)
- 13) Bouchez, R. und P. Depommier:  
Orbital electron capture by the nucleus  
Report on Progress in Physics 23: 395 (1960)
- 14) Smith, K.M. und G.M. Lewis:  
Measurement of the  $L + M + \dots / K$  Electron Capture  
Ratio in the Decay of  $\text{I}^{125}$ .  
Nuclear Physics 89: 561 (1966)
- 15) Lederer, C.A.: Table of isotopes, 6th edition  
New York (1967)
- 16) Wapstra, A.H., G.J. Nijgh und R. van Lieshout;  
Nuclear Spectroscopy Tables,  
North Holland, Amsterdam, 77 (1959)
- 17) Bowe, J.C. und P. Axel:  
Decay of  $\text{Te}^{125\text{m}}$ .  
Phys. Rev. 85: 858 (1952)
- 18) Cole, A.:  
Absorption of 20 eV to 50.000 eV Electron Beams in  
Air and Plastic.  
Radiation Research 38: 7 (1969)
- 19) Caro, G.:  
High Resolution Autoradiography. II. The Problem of  
Resolution.  
Journ. Cell Biology 15: 189 (1962)
- 20) Marinelli, L.D., E.H. Quimby und G.J. Hine:  
Dosage Determination with Radioactive Isotopes.  
Am. Journ. Roentgenol. 59: 260 (1948)
- 21) Bush, F.:  
The Integral Dose recieved from a uniformly distribut-  
ed radioactive isotope.  
Brit. J. Radiology 22: 96 (1949)
- 22) Mayneord, W.V.:  
Some Applications of Nuclear Physics to Medicine.  
Brit. J. Radiology. Supplement Nr. 2, (1950)
- 23) Gorschkow, G.W.:  
Gammastrahlung radioaktiver Körper.  
Teubner, Leipzig (1960)

- 24) Kühn, W.:  
Methode zur Berechnung der Dosis bei inkorporierten  
Beta-Strahlern in annähernd symmetrischen Mikrobereichen.  
Proceedings 1st Symposium on Microdosimetry,  
Ispra, November 13-15, 1967,  
Brüssel: Euratom, 583 (1968)
- 25) Rossi, H.H. und R.H. Ellis:  
Distributed Beta Sources in Uniformly Absorbing Media  
Nucleonics 7,1: 18 (1950) und 7,2: 19 (1950)
- 26) Oddie, T.H.:  
Dosage from Radioisotopes uniformly distributed within  
a sphere  
Brit. J. Radiology 24: 333 (1951)
- 27) Loevinger, R.:  
The Dosimetry of Beta Radiation.  
Radiology 62: 74 (1954)
- 28) Loevinger, R.:  
The Dosimetry of Beta Sources in Tissue.  
The Point-Source Function.  
Radiology 66: 55 (1956)
- 29) Robertson, J.S. und W.L. Hughes:  
Intranuclear irradiation with tritium-labeled thymidine.  
Proc. Nat. Biophys. Conf. 278 (1959)
- 30) Robertson, J.S., V.P. Bond und E.P. Cronkite:  
Resolution and Image Spread in Autoradiographs of  
Tritium-labeled Cells.  
International Journal of Applied Radiation and  
Isotopes 7: 33 (1969)
- 31) Langer, L.M. und R.J.D. Moffat:  
The Beta-Spectrum of Tritium and the Mass of the  
Neutrino.  
Physical Review 88: 689 (1952)
- 32) Katz, L. und A.S. Penfold:  
Range-Energy Relations for Electrons and the  
Determination of End-Point Energies by Absorption.  
Rev. Modern Phys. 24: (1952)
- 33) Berger, M.J. und S.M. Seltzer:  
Tables of Energy Losses and Ranges of Electrons and  
Positrons.  
NASA SP-3012 (1964)
- 34) Ebert, H.:  
Physikalisches Taschenbuch.  
Vieweg, Braunschweig, 542 (1962)

- 35) Storm, M.L., H. Hurwitz und G.M. Roe:  
Gamma ray absorption distribution for plane spherical  
and cylindrical geometrics  
Report KAPL-783 (1952)